



TITLE:

リエントラントスピングラス
Pd_ $<1-x-y>$ Fe $_x$ Mn $_y$ に於ける緩和
(非線形揺動と秩序化過程, 科研費研
究会報告)

AUTHOR(S):

都, 福仁; 高野, 英明

CITATION:

都, 福仁 ...[et al]. リエントラントスピングラスPd_ $<1-x-y>$ Fe $_x$ Mn $_y$ に於ける緩和(非線形揺動と秩序化過程, 科研費研究会報告). 物性研究 1986, 45(6): 56-61

ISSUE DATE:

1986-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91902>

RIGHT:

リエントラントスポンガラス $Pd_{1-x-y}Fe_xMn_y$ に於ける緩和

北大 理 都 福仁
東園大 齒 高野 英明

$Pd_{1-x-y}Fe_xMn_y$ の磁性

リエントラントスポンガラスは強磁性、反強磁性的相互作用の競合した系で常磁性強磁性、スポンガラスの2度の相転移を逐次起こし、スポンガラス転移では強磁性が消失するものと考えられていた。常磁性同様自磁化はゼロであり、リエントラントスポンガラスの名が付けられている。実験的には図1のように帯磁率の減少、中性子散乱実験によるスポン玻璃転移の消失等が強磁性の崩壊を示唆した。しかしメスbauer分光磁化測定により詳細な実験により、ミクロな凍結状態はもう少し複雑である事が明らかになりつつある(図5参照)。GabayとToulouse¹⁾は図2のようにスポン凍結状態は

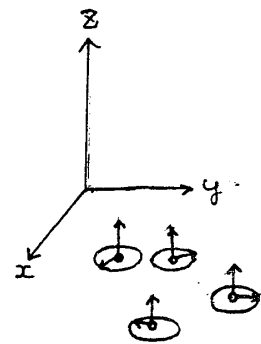
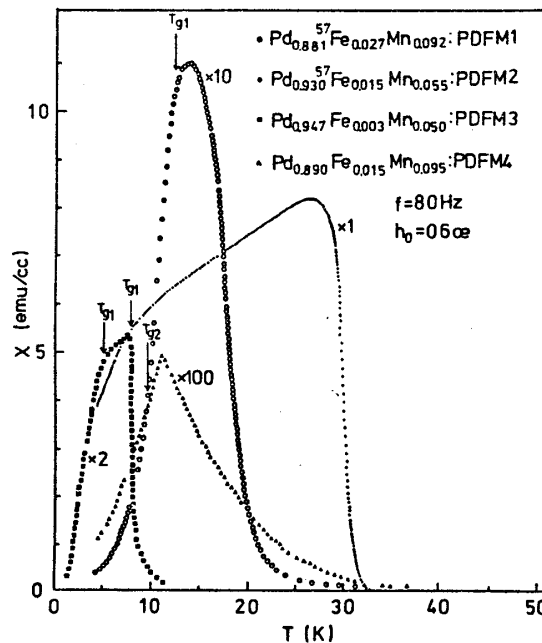


図2 GT-相のスポン凍結状態

Fig. 1. Ac-susceptibility for $Pd_{1-x-y}Fe_xMn_y$ (PDFM1~4) measured at 80 Hz and at the ac-field amplitude $h_0=0.60$ Oe. Notations T_{g1} and T_{g2} are explained in the text.

z軸方向の強磁性とxy面内のラランダムな凍結を示すxy面内のスポンガラスの共存相(GT-相)が強磁性転移点 T_c の低温側で生ずる(GT-転移)事を理論的に示し、最近、 $AuFe$ (17 at. % Fe, 19 at. % Fe), $Fe_xNi_{78-x}B_{13}$, $Pd_{1-x-y}Fe_xMn_y$ ²⁾ 等の物質で実験的に確認されている。 $Pd_{1-x-y}Fe_xMn_y$ の磁性不純物濃度 $x+y$ は約 10 at. % であり、この場合には所謂, Giant moment は出現せず 夫々 $Mn \sim 5 \mu_B$, $Fe \sim 2 \mu_B$ の磁気モーメントを持っている³⁾。Fe-Fe 及び Mn-Mn は夫々強磁性的及び反強磁性的

結合をしており, Fe-Mn が強磁性的結合であるために $\text{Pd}_{1-x-y}\text{Fe}_x\text{Mn}_y$ は変態合金を構成している。この物質の磁化測定は全て field cool 下で行い、地磁気 (0.4 Oe) は消磁 ($1/10^3$ 以下) してある。

強磁性体, 特に不均一な強磁性体の磁化測定には多少注意が必要である。強磁性体の場合 外場をゼロにすると domain の形成のために現実には磁化はゼロになる。適当に反磁場を補正し scaling plot (modified Arrott plot) を行くと x, y の濃度により低温で自発磁化の消失する場合と $T \approx 0 \text{ K}$ 迄強磁性の存在する場合がある事がわかる(図 3, 図 4 参照)。

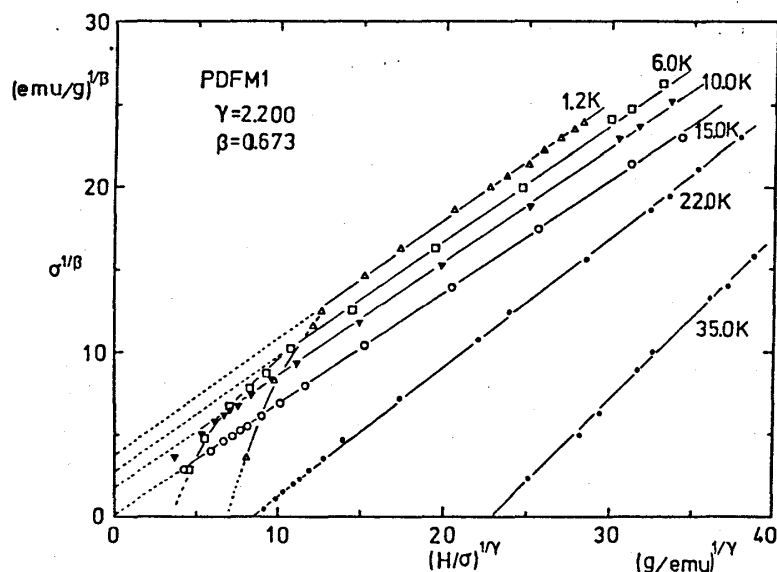


Fig. 3 Arrott Noakes plot ($\sigma^{1/\beta}$ vs $(H/\sigma)^{1/\gamma}$) for $\text{Pd}_{0.881}\text{Fe}_{0.027}\text{Mn}_{0.092}$ (PDFM1).

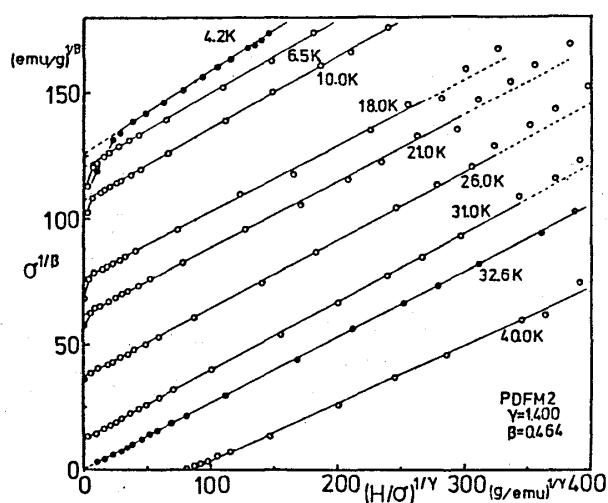


Fig. 4 Arrott Noakes plot ($\sigma^{1/\beta}$ vs $(H/\sigma)^{1/\gamma}$) for $\text{Pd}_{0.930}\text{Fe}_{0.015}\text{Mn}_{0.055}$ (PDFM2).

直線を延長し自発磁化が求められるが、自発磁化の温度変化では GT-転移温度 T_{GT} で何の異常も観測されない。²⁾ しかし図1の帯磁率では T_{GT} は急激な減少を示し始める温度であり、この温度で何らかの磁気的変化がある事がわかる。これを明らかにするためにはメスバウアー分光の実験を行った。図1の PDFM2 の試料では T_{GT} でメスバウアー分光から hyperfine field $\overline{H}_{\text{eff}}$ の異常な増加が観測され、⁴⁾ 電子スピン分極の大きさが急に变化した事がわかった。PDFM1 の試料では T_c と T_{GT} が近い為には $\overline{H}_{\text{eff}}$ の急な変化はみられなかったが、外場 $H_a = 5 \text{ kOe}$ の下で hyperfine 相互作用で分離したスペクトル線の強度比(図5)の温度変化を測定し H_a に垂直な方向のスピン成分の分極を確認した(図6)。

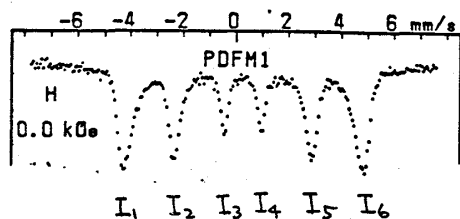


図5 メスバウーンスペクトル

メスバウーンスペクトルの $I_{2,5}/I_{3,4}$ の強度比は

$$\frac{I_{2,5}}{I_{3,4}} = \frac{4 \sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}$$

で与えられる。但し θ は $\overline{H}_{\text{eff}}$ と入射線との間の角度である。外場 H_a は入射線と線の方にあり強磁性状態ではスピンは H_a 方向に分極しており $I_{2,5}/I_{3,4} = 0$ であるが T_{GT} で H_a に垂直方向のスピン成分が分極するため $I_{2,5}/I_{3,4}$ が増大する。以上簡単に紹介した実験から図7の磁気相図が得られた。リエントラントスピングラスでこのような相図を明らかにしたのは始めてであるが、特に GT-転移後さらに低温

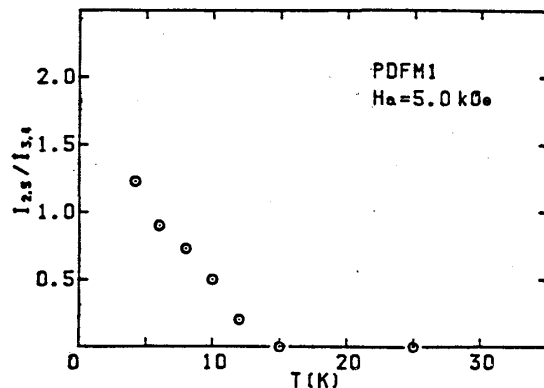


Fig. 6 Area intensity ratio $I_{2,5}/I_{3,4}$ of Mössbauer spectra of PDFM1 observed under $H_a = 5 \text{ kOe}$ versus temperature.

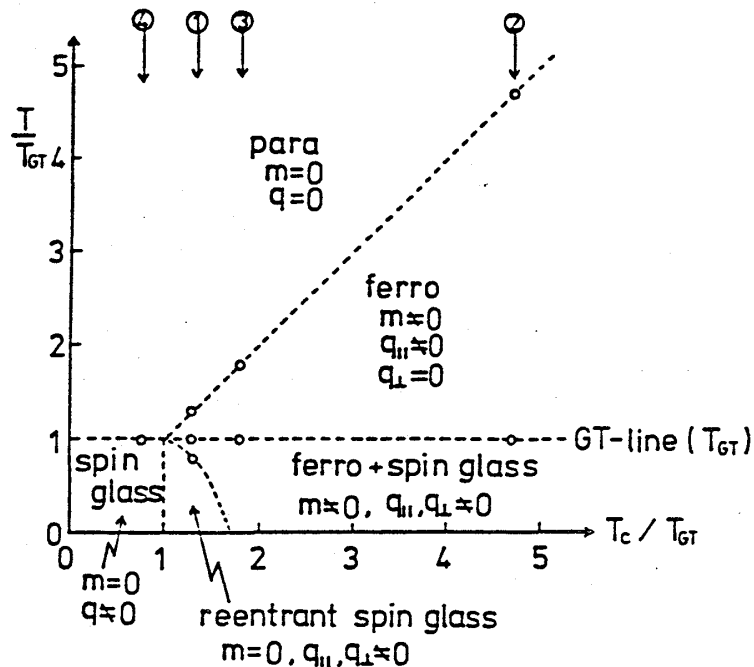


図7 $\text{Pd}_{1-x-y}\text{Fe}_x\text{Mn}_y$ の磁気相図

①, ②, ③, ④ は PDFM 1, 2, 3, 4 を表す。

で強磁性が消失する段の転移をすべりはこの物質で始めて観測された。^{2), 4)}

図7で M は自磁石化度, $\beta_{||}$; β_{\perp} はスピングラスのオートパラメータを示し, $\beta_{||}$, β_{\perp} は M に平行及び垂直方向の成分を表わす。

$Pd_{1-x}Fe_xMn_y$ に於ける石磁化の緩和

スピングラスの緩和は転移温度 T_g の高温側と低温側で異なる。 $T \sim T_g$ では石磁化の大きな非線型性のために多緩和型になる。この為、石磁化の緩和は

$$M(t) \sim -\ln t \quad \text{----- (1)}$$

あるいは

$$M(t) \sim -t^{-\alpha} \quad \text{----- (2)}$$

で近似される。 Suzuki & Kubo⁵⁾ の Ising スピンの強磁性体の場合, $T = T_c$ では高次の非線型効果のために $t^{-1/2}$ の緩和に近似的に示されている。スピングラスの場合は転移温度 T_g で $\alpha \sim 1/2$ の power law decay で近似されるが, T_g より十分低温の長時間域の緩和は (3) の stretched exponential decay で表わされる。

$$M(t) \sim \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{1-n}\right], 0 < n < 1 \quad \text{--- (3)}$$

より一般的には

$$M(t) \sim \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{-\alpha} \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{1-n}\right] \quad \text{---- (4)}$$

の power law decay と stretched exponential decay の複合の形で表わされる。^{6) 7) 8)}

この場合 T_g 近傍では $n \rightarrow 1$ になり power law decay で支配されるが、低温では stretched exponential で支配されるように近似的に予想される。

残留磁化の緩和は有限の磁場 H を加えた状態で図8 A点迄温度を下り A点で時間 t_w H を保持した後、すみやかに $H \rightarrow 0$ にする。その後の緩和はこの waiting time t_w で異なり field cool した状態の磁化は常に一定であり温度に依りても可逆であるにもかかわらず熱平衡状態でない事を示している。 $t_w \rightarrow \infty$ と共に $M(t)$ の緩和時間 τ_p は無限大になり石磁化 $M(t)$ は一定で緩和しない事が推測されている。⁹⁾

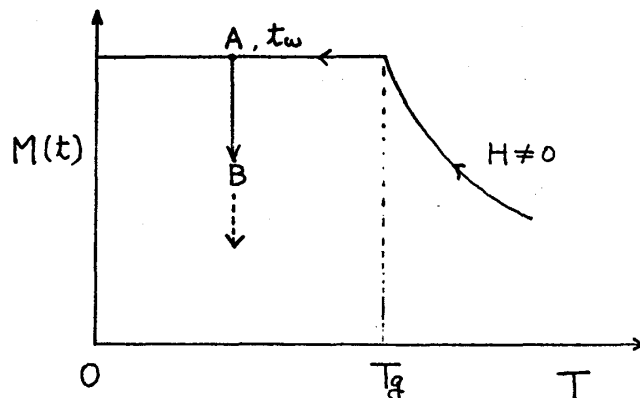


図8 磁場中冷却したときの石磁化曲線

図8のA点で waiting time t_w 後 H をゼロにすると磁化 $M(t)$ は B' 点的に B に減少した後、点線で示したようにゆっくりと減少する。この緩和が(3)または(4)で近似される。

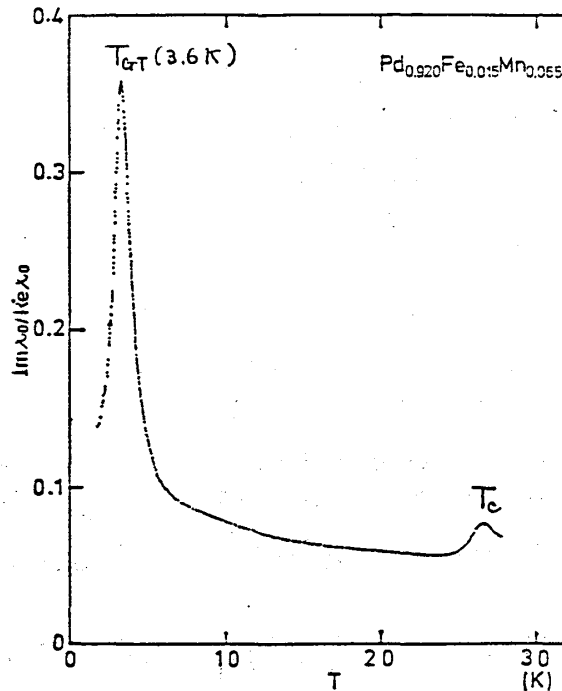


図9 $\text{Im} \chi_0(\omega)$ の温度変化

図9に $\text{Pd}_{0.920}\text{Fe}_{0.015}\text{Mn}_{0.065}$ の交流帯磁率の虚成分の温度変化を示す。 T_c , T_{GT} は夫々強磁性、GT転移温度を示す。 T_{GT} 以下では強磁性とスピングラスが共存する。 T_c 以下の温度で緩和過程がどのように変化するかが調べられた。 $T_{GT} < T < T_c$ では(2)の power law decay で比較的よく近似されようと思われる。

図10の(a)(b)(c)からわかるように、 $T_{GT} < T = 8\text{ K}$ の $\log M(t)$ vs $\log t$ plot は直線であるが、 $T_{GT} \lesssim T = 4.2\text{ K}$ では $t > 10^3\text{ sec}$ の長時間域で曲線は上に凸の傾向が出てくる。上に凸の関数は $\exp[-(\frac{t}{\tau_p})^{1-n}]$ で表わすことができる。 $T_{GT} > T = 1.8\text{ K}$ で上に凸の傾向が非常に顕著になり、むしろ $t^{-\alpha}$ の関数では近似できる。この曲線は

$$M(t) = M_0 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{-\alpha} \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{1-n}\right]$$

$$M_0 = 0.2405\text{ emu}$$

$$\alpha = 0.0386, \quad \tau_p = 1.1 \times 10^5\text{ sec}, \quad n = 0.56.$$

で近似でき、実線は計算値を示す。

この緩和過程の変化は強磁性全領域では不均一なランダム磁性体ではありけれども図11の如く1つの free energy minimum 点での局在状態からの緩和を考慮する事ができる。 $T_{GT} > T$ では free energy の minima

向が高い energy barrier を 隔てた, minima 間の hopping 型の緩和プロセスに存在。
この緩和過程は無数にあり, 二のような場合に緩和は stretched exponential 型
に存在ものと見られる。

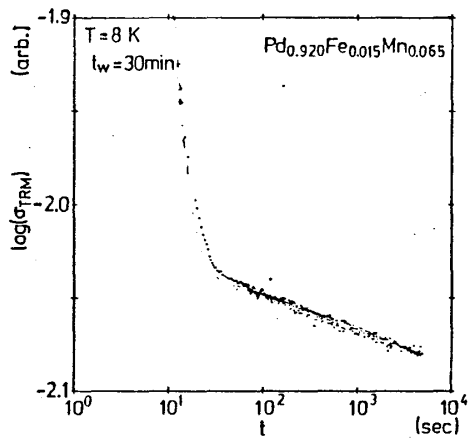


図 10 (a) 磁化の緩和
 $T > T_{GT}$

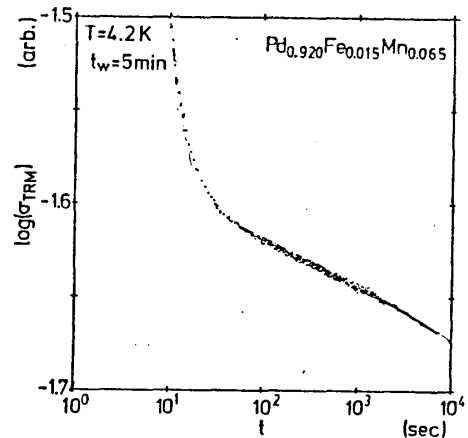


図 10 (b) 磁化の緩和
 $T \sim T_{GT}$

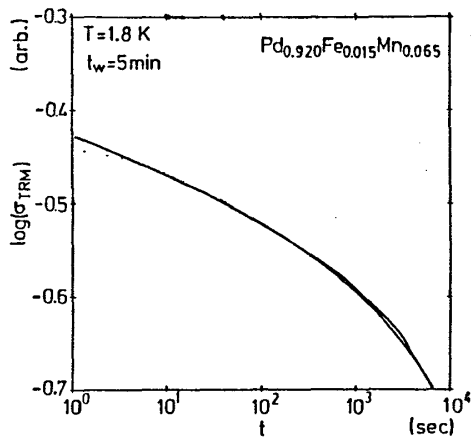


図 10 (c) 磁化の緩和
 $T < T_{GT}$

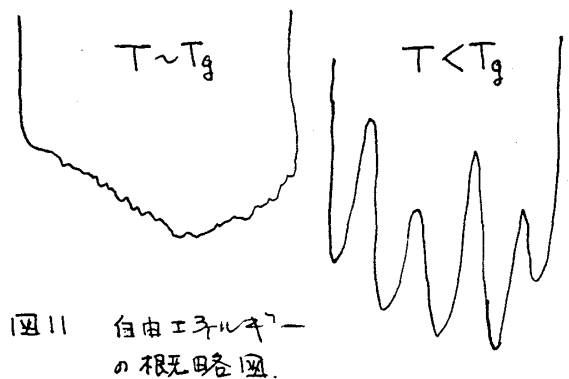


図 11 自由エネルギー
の概略図。

- 1) M. Gabay and Toulouse : Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 201
- 2) T. Sato, T. Nishioka, Y. Miyako, Y. Takeda, S. Morimoto and A. Ito, J. Phys. Soc. Jpn
- 3) H. Takano, T. Nishioka, Y. Miyako, Sugiyama and M. Date, 印刷公表予定, 54 (1985) 1989
- 4) Y. Takeda, S. Morimoto, A. Ito, T. Sato and Y. Miyako, J. Phys. Soc. Jpn 54 (1985) 2000
- 5) M. Suzuki and R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn, 29 (1968) 51
- 6) C. De Dominicis, H. Orland and F. Laine, J. Phys. Lett. 46 (1985) L-463
- 7) K. L. Ngai, Comments. Solid State Phys. 9 (1979) 127
- 8) M. Ocio, M. Alba and J. Hammann, J. de Phys. Lett. to be published.
- 9) R. V. Chamberlin, G. Mozurkewich and R. Orbach, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 867